

用阈探测器测量热中子引起的 ^{235}U 裂变中子能谱

赵文荣 勾 成

通过用阈探测器测量热中子引起的 ^{235}U 裂变中子能谱, 研究了 SAND-II 和 RDMM 方法的解谱能力。并用蒙特卡罗程序分析了两种解谱方法的解谱误差。认为 SAND-II 和 RDMM 是解决中子能谱较好的方法。

一、引言

在各种测量快中子能谱的方法中, 阈探测器的应用比较普遍。它有着对强 γ 射线本底和其它中子本底不灵敏, 探测器体积不大因而对待测中子场干扰小等优点。因此它是反应堆中子能谱测量的主要方法之一。用阈探测器测量中子能谱时, 应注意两个方面: 一是探测器样品的选择, 选用的阈反应的产物应是放射性的, 并有合适的半衰期和射线能量以便于测量(裂变样品除外); 各反应的截面曲线已知; 他们的有效阈能较均匀地分布在待测能区。二是解谱方法的选择, 随着阈探测器的广泛使用, 解中子能谱的方法也不断发展。目前认为比较好的方法有 RDMM^[1], SAND-I^[2], Spectra^[3,4]等。

本工作的目的是通过用阈探测器测量 ^{235}U 裂变中子能谱, 研究 RDMM, SAND-I 方法的解谱能力和解谱误差。

二、实验安排

选用的探测器样品及有关特性列入表 1, 探测器样品制成直径为 20 mm 的圆饼, 固

表 1 选用探测器样品的有关特性

反 应	重 量	半 衰 期	主要 γ 射线 能量, MeV	同位素丰度, %	γ 射线分支比, %	有效阈能, MeV
$^{237}\text{Np}(n,f)$	$\sim\mu\text{g}$	—	—	100	—	0.65
$^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$	$\sim\text{mg}$	4.50 h	0.325	95.72	45	1.6
$^{58}\text{Ni}(n,p)^{58\text{m}}+^{58}\text{Co}$	$\sim\text{mg}$	71.3 d	0.810	67.88	99	2.7
$^{47}\text{Ti}(n,p)^{47}\text{Sc}$	$\sim\text{mg}$	3.4 d	0.160	7.28	73	3.0
$^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$	$\sim\text{mg}$	312.5 d	0.830	5.82	100	4.0
$^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$	$\sim\text{g}$	15 h	1.370	78.99	100	6.5
$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$	$\sim\text{mg}$	2.58 h	0.840	91.7	99	7.0
$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$	$\sim\text{g}$	15 h	1.370	100	100	8.0
$^{89}\text{Y}(n,2n)^{88}\text{Y}$	$\sim\text{g}$	108 d	0.898	100	91.4	12

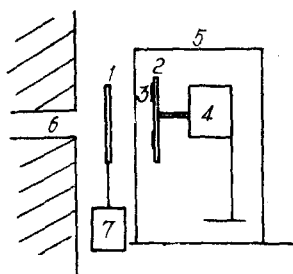


图 1 照射示意图

1—²³⁵U 转换裂变靶；2—有机玻璃盘；3—探测片样品；4—小马达；5—Cd 罩；6—反应堆水平孔道；7—传送裂变靶小车。

定在直径为 200 mm 的有机玻璃圆盘上，为使照射均匀，圆盘用每分 2 转的小马达带动。为减少热中子本底的干扰，探测器样品放在 0.5 mm 厚的 Cd 罩内。照射几何如图 1 所示。放射性样品共照了两次，每次 48 小时。Np 片单独照射，每次 2 小时，照了两次，用 ⁵⁸Ni(n, p)^{58m+}Co 反应监测归一。照射后，探测器样品须经适当冷却来减小干扰反应的影响。然后用 3" × 3" NaI(Tl) γ 射线谱仪测各产物核的放射性。谱仪的 γ 射线全能峰效率及全效率在所用能区已用标准薄膜源作了绝对刻度。根据谱仪的测量结果用下边公式得到每秒、每个核的饱和活性值：

$$A_i = \frac{N_i}{M_i \epsilon_i f_a f_r (1 - e^{-\lambda_i T}) e^{-\lambda_i t}} \quad (1)$$

其中， N_i 为第 i 个反应特征 γ 射线峰下的记数； M_i 为第 i 个反应的靶核数； ϵ_i 为 NaI(Tl) 探测器对特征 γ 射线的有效效率，包括级联 γ 射线叠加修正及 γ 分支比； f_a 为由探测器样品厚度引起的 γ 射线自吸收修正因子； f_r 为由探测器样品尺寸引起的径向修正因子； T 为探测器样品的照射时间； t 为探测器样品的冷却时间； λ_i 为 γ 射线的衰变常数。

对裂变样品，用云母片记录裂变碎片径迹。云母经蚀刻后，用光学显微镜测量裂变事件数目。对 Np 片与云母片之间放置的 0.2 mm 厚的 Al 环的影响作了修正。用普通电离室和栅网电离室对 Np 片定量，其结果一致。其它非裂变样品用万分之一天平称重。各探测器样品的测量活性值与测量误差列入表 2。

表 2 探测器样品的测量活性值及测量误差

反 应	测 量 活 性 值		灵敏能区界限 MeV	误 差, %	截 面 来 源
	(一)	(二)			
²³⁷ Np(n, f)	3.48×10^{-16}	3.44×10^{-16}	0.6~5.6	10	[9]
¹¹⁵ In(n, n') ^{115m} In	4.83×10^{-17}	4.71×10^{-17}	1.2~6	5	[11]
⁵⁸ Ni(n, p) ^{58m+} Co	$2.75 \times 10^{-17*}$	$2.75 \times 10^{-17*}$	2~7	5	[2]
⁴⁷ Ti(n, p) ⁴⁷ Sc	4.18×10^{-18}	4.19×10^{-18}	2~7.2	7	[9]
⁵⁴ Fe(n, p) ⁵⁴ Mn	1.93×10^{-17}	1.98×10^{-17}	2.2~8	5	[9]
²⁴ Mg(n, p) ²⁴ Na	3.76×10^{-19}	3.85×10^{-19}	6.6~11.8	5	[2]
⁵⁶ Fe(n, p) ⁵⁶ Mn	2.74×10^{-19}	2.74×10^{-19}	5.4~11.4	5	[12]
²⁷ Al(n, α) ²⁴ Na	1.74×10^{-19}	1.82×10^{-19}	6.4~12.2	5	[9]
⁸⁹ Y(n, 2n) ⁸⁸ Y	3.72×10^{-20}	3.55×10^{-20}	12.2~16.8	8	[13]

* 表示用于归一的反应。

三、解谱方法的原理

阈探测器样品的测量饱和活性值与各反应的激发函数即截面 $\sigma_i(E)$ 、待测中子能谱 $\phi(E)$ 的关系为：

$$A_i = \int_{E_{thi}}^{E_{max}} \sigma_i(E) \phi(E) dE \quad (2)$$

其中， $i=1, 2, \dots, N$ ， N 为探测器数目； E 是中子能量，以 MeV 为单位； E_{thi} 为第 i 个

反应的阈能值; E_{\max} 为待测谱的最大中子能量。

方程 (2) 是一线性积分方程组, 称为活化方程。通过解方程组 (2) 得到未知中子能谱 $\phi(E)$ 的过程叫做解谱。因 $\sigma_i(E)$ 、 $\phi(E)$ 与 E 的关系极为复杂, 直接精确地解方程组 (2) 很困难, 只能在一定的假设条件下近似求解, 不同的假设条件得到不同的解谱方法。

解谱方法的发展大体可分为两个阶段: 1967 年以前可概括为“精确”求解阶段。具体方法很多, 如阶梯近似、折线近似、各种形式的正交多项式展开等等^[5,6]。他们都是把活化方程用各种方法展开, 然后通过解线性方程组求解。其未知数个数与方程个数相同。这在数学上是严格的唯一解。但得到的中子能谱易出现负值和振荡, 而这些现象是没有任何物理意义的。针对上述缺点, 后来发展了迭代求解法。其未知数的个数远远大于方程个数。因此没有唯一解和精确解, 而是根据物理要求得到合适的解。迭代法多优于前者, 应用较广。典型的方法是 SAND-I、Spectra 等。其中 SAND-I 方法应用最广, 而且方法本身也在不断改进。除此之外 RDMM 方法被认为也是较好的方法之一。

这里就我们所采用的两种方法的基本原理作一简单介绍:

相对偏差最小法 (RDMM) RDMM 方法是一般多项式展开方法的改进形式。一般多项式展开法, 当用 N 个探测器时, 其展开项数为 N , 其解是唯一的。这样的解谱方法不仅要求所用截面形式是线性无关, 而且得到的解很易出现负值和振荡。为了改进上述缺点, G. D. Cola 等人 1965 年提出了 RDMM 方法。它的展开项数不由探测器个数来定, 而是由测量活性与计算活性的相对偏差最小、解的标准偏差小等因素来确定。在求 t 个展开系数时用了 N 个探测器的活性值, 而 $t \leq N$ 。它不要求所用截面形状一定线性无关。这个方法是把待测中子能谱假设为:

$$\phi(E) = W(E) \sum_{k=1}^n a_k \Psi_k(E), \quad (3)$$

其中, $W(E)$ 是权重函数; a_k 是多项式展开系数; $\Psi_k(E)$ 是选定的多项式; n 为探测器个数。并认为 $\phi(E)$ 最好的近似形式应满足下列相对偏差最小的条件:

$$\begin{aligned} Q(t, a_1, a_2, \dots, a_t) &= \sum_{i=1}^n \left[\frac{A_i - \int \sigma_i(E) \phi'(E) dE}{A_i} \right]^2 \\ &= \sum_{i=1}^n \left[1 - \sum_{k=1}^t a_k r_{ik} \right]^2. \end{aligned} \quad (4)$$

这里 $\phi'(E) = W(E) \sum_{k=1}^t a_k \Psi_k(E)$ 是展开项为 t 时的能谱近似表达式。 $t \leq n$ 。

$$S_{ik} = \int W(E) \Psi_k(E) \sigma_i(E) dE,$$

$$r_{ik} = S_{ik} / A_i.$$

当 t 一定时, Q 最小的条件是 $\frac{\partial Q}{\partial a_i} = 0$,

则
$$\frac{\partial Q}{\partial a_i} = \frac{\partial}{\partial a_i} \left\{ \sum_{i=1}^n \left[1 - \sum_{k=1}^t a_k r_{ik} \right]^2 \right\} = 0.$$

得到
$$\sum_{k=1}^t a_k r_{ik} = 1 \quad i = 1, 2, \dots, n. \quad (5)$$

写成矩阵形式为： $[\mathbf{R}][\mathbf{a}] = [\mathbf{e}]$ ，它是含有 t 个未知数的 n 个线性方程。两边同乘 $[\mathbf{R}^T]$ 后，方程组(5)变为未知数个数与方程个数相等的方程组，

即：
$$[\mathbf{R}^T][\mathbf{R}][\mathbf{a}] = [\mathbf{R}^T][\mathbf{e}], \tag{6}$$

其中， $[\mathbf{R}^T]$ 为 $[\mathbf{R}]$ 的转置矩阵：

$$[\mathbf{a}] = \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \vdots \\ a_t \end{bmatrix}, [\mathbf{R}] = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & \cdots & r_{1t} \\ r_{21} & r_{22} & \cdots & r_{2t} \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ r_{n1} & r_{n2} & \cdots & r_{nt} \end{bmatrix}, [\mathbf{e}] = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ \vdots \\ 1 \end{bmatrix}.$$

因为 $t \leq n$ ，所以解方程组(6)可得到 n 组展开系数即：

$$[\mathbf{a}] = \begin{bmatrix} a_{11} \\ a_{21} & a_{22} \\ \cdots \cdots \cdots \\ a_{n1} & a_{n2} & \cdots & a_{nn} \end{bmatrix}.$$

把它们代入(3)式后，得到 n 个 $\phi(E)$ 的形式，并对应于 n 个 Q 值，将其 Q 值小又满足物理要求的作为解。

SAND-II 方法 根据待测中子场的环境，首先选定一初始近似输入谱 $\phi_i^{(0)}(E)$ ，用它通过活化方程算出各探测器样品的活性值 $A_i^{(0)}$ ， $A_i^{(0)}$ 与测量活性 A_i 比较，用两者的差异对初始近似谱作修正，得到一次迭代能谱 $\phi_i^{(1)}(E)$ ，把它作为新的输入谱再计算 $A_i^{(1)}$ ，重复上述过程，直到相继两次迭代达到预先规定的某一标准时，计算停止，并把这次迭代结果作为解。

其数学表达式如下。如把整个待测中子能区分为 M 个能量间隔，用 N 个探测器，对第 k 次迭代而言，在第 j 个能量间隔的活性值为：

$$A_{ij}^{(k)} = \int_{E_j}^{E_{j+1}} \sigma_i(E) \phi^{[k]}(E) \prod_r e^{-N_r x_r \bar{\sigma}_{rj}} dE. \tag{7}$$

为了减少热中子及共振中子对中子能谱的影响，在测这段能区的能谱时，探测器样品在照射时可用 Gd, ^{10}B 和 Au 包装。其中 N_r 为探测器样品的第 r 个包装物质的核密度； x_r 是第 r 包装物质的厚度； $\bar{\sigma}_{rj}$ 是第 r 包装物质在第 j 个间隔内的平均迁移截面。

当间隔选的很小时， $\sigma_i(E)$ 和 $\phi^{[k]}(E)$ 可用一平均值代替，即：

$$\bar{\sigma}_{ij} = \int_{E_j}^{E_{j+1}} \sigma_i(E) dE / \int_{E_j}^{E_{j+1}} dE,$$

$$\Phi_i^{(k)} = \int_{E_j}^{E_{j+1}} \phi^{[k]}(E) dE.$$

则
$$A_{ij} = \bar{\sigma}_{ij} \cdot \Phi_i^{(k)} \prod_r c^{-N_r x_r \bar{\sigma}_{rj}}. \tag{8}$$

第 i 个探测器样品的计算活性值为：

$$A_i^{(k)} = \sum_{j=1}^M A_{ij}^{[k]}. \tag{9}$$

把测量值 A_i 与计算值的比表示为:

$$R_i^{(k)} = A_i / A_i^{(k)}. \quad (10)$$

权重函数的形式, 不用光滑时为:

$$\begin{aligned} W_{i1}^{(k)} &= A_{i1}^{(k)} / A_i^{(k)}, & j=1, \\ W_{ij}^{(k)} &= \frac{1}{2} (A_{ij}^{(k)} + A_{i,j-1}^{(k)}) / A_i^{(k)}, & j=2, 3, \dots, M-1, \\ W_{iM}^{(k)} &= A_{iM}^{(k)} / A_i^{(k)}, & j=M. \end{aligned} \quad (11)$$

为了减少共振峰的影响, 可把权重函数用灵敏能区归一^[7], 即 $W_{ij}^{(k)} = [E_j' - E_i]^{(k)} \cdot A_{ij}^{(k)} / A_i^{(k)}$.

当用 N_s 点光滑时权重函数的形式为:

$$W_{ij}^{(k)} = \sum_{l=l_1}^{l_2} A_{il}^{(k)} / [l_2 - l_1 + 1] A_i^{(k)}, \quad (12)$$

$$j=2, 3, \dots, M-1; \quad i=1, 2, \dots, N_s.$$

求和指标 l 从 l_1 到 l_2 , 而 l_1 和 l_2 的定义为:

$$\begin{aligned} l_1 &= 1, & \text{对于 } j=2, \dots, \left(\frac{N_s-1}{2}\right), \\ &= j - \left(\frac{N_s-1}{2}\right), & = \frac{N_s+1}{2}, \dots, \left(M - \frac{N_s-1}{2}\right) \\ &= 2j - M, & = \left(M - \frac{N_s-3}{2}\right), \dots, (M-1), \\ l_2 &= 2j - 1, & j=2, \dots, \left(\frac{N_s-1}{2}\right), \\ &= j + \left(\frac{N_s-1}{2}\right), & = \frac{N_s+1}{2}, \dots, \left(M - \frac{N_s-1}{2}\right), \\ &= M, & = \left(M - \frac{N_s-3}{2}\right), \dots, (M-1). \end{aligned}$$

N_s 为奇数.

$$W_{i1}^{[k]} = (5 A_{i1}^{[k]} + 2 A_{i2}^{[k]} - 3 A_{i3}^{[k]}) / 6 A_i^{[k]}, \quad j=1 \quad (13)$$

$$W_{iM}^{[k]} = (5 A_{iM}^{[k]} + 2 A_{i,M-1}^{[k]} - A_{i,M-2}^{[k]}) / 6 A_i^{[k]}. \quad (14)$$

由 R 与权重函数组成第 j 个间隔的修正因子:

$$C_j^{[k]} = \sum_{i=1}^N W_{ij}^{[k]} \ln R_i^{[k]} / \sum_{i=1}^N W_{ij}^{[k]} \quad (15)$$

用 $C_j^{[k]}$ 对第 k 次迭代谱进行修正得到第 $k+1$ 次谱为:

$$\phi_j^{[k+1]} = \phi_j^{[k]} \exp \{C_j^{[k]}\} = \phi_j^{[0]} \exp \left\{ \sum_{p=0}^k C_j^p \right\}. \quad (16)$$

某段能区的积分通量为:

$$\Phi^{[k+1]}(E_j, E_M) = \sum_{s=j}^M \Phi_s^{[k+1]} = \int_{E_j}^{E_M} \phi^{[k+1]}(E) dE. \quad (17)$$

为了检验得到的谱是否可靠, 计算了探测器样品的灵敏能区, 即产生活性值 5% 到 95% 的能区, 把它定义为:

$$\begin{aligned}
& \int_{E_l}^{E_u} \sigma_i(E) \phi^{[k+1]}(E) \prod_r e^{-N_i \tau_i \sigma_i(E)} dE \\
&= \int_{E_l}^{E_u'} \sigma_i(E) \phi^{[k+1]}(E) \prod_r e^{-N_i \tau_i \sigma_i(E)} dE \\
&= \alpha \int_{E_l}^{E_M} \sigma_i(E) \phi^{[k+1]}(E) \prod_r e^{-N_i \tau_i \sigma_i(E)} dE.
\end{aligned}$$

当 α 为 95% 时, E_u 和 E_l 为第 i 个反应灵敏能区的上、下限。认为被探测器样品的灵敏能区复盖的部分, 解较可靠, 不被复盖的区域易取初始近似谱的走向, 则不可靠。

迭代标准有: 用两次相继迭代的微分谱之差小于某一预先给定值 ε , 即 $|\phi_j^{[k+1]} - \phi_j^{[k]}| / \phi_j^{[k]} \leq \varepsilon$; 或用测量活性值与计算活性值的标准偏差小于某一特定值; 也可用在两次相继迭代中上述标准偏差稳定在一定范围; 还可用迭代次数达到某一值时停止运算。我们采用两次迭代微分谱之差小于某一特定值及一定的迭代次数作为迭代标准, 其中有一个达到标准即停止运算。

四、解 谱 结 果

用表 2 中的 9 个探测器样品的活性及相应的截面数据作为 SAND-II 和 RDMM 方法的输入数据解谱。

SAND-II 方法 考虑到 ^{235}U 转换裂变靶的能谱接近裂变谱, 因此选 Watt 谱为初始近似谱。这样可以减小输入谱的影响。在实际应用中多选两次相继迭代的微分谱之差为 5~10% 的迭代标准, 对这样的标准一般迭代次数小于 30 时即能满足。如因某种原因不能达到迭代标准时, 也不希望 SAND-II 过程无限迭代下去。由于误差的影响, 继续迭代可能引起谱的发散, 所以一般选 30 到 50 次的迭代标准为宜。我们选了 5% 的迭代标准, 迭代两次便满足了。

为了保证所用探测器样品的活性值是可靠的, 减少某些大误差活性值对谱的畸变, 用已达到标准的解算出测量活性值与计算活性值的相对偏差, $\sigma = \sqrt{\sum_i v_i^2 / (n-1)}$, $v_i = |A_i - A_i^{[k]}| / A_i$ 。把它作为取舍探测器样品的标准。当置信率为 95% 时, 对满足 $|A_i - A_i^{[k]}| / A_i > 1.96 \sigma$ 的探测器样品统统舍去。用余下的探测器样品重新求解。我们用的 9 个探测器样品的 σ 为 3.9%, 鉴定结果全部可用。解谱结果表示在图 2 和表 3 中, 图中还包括了各探测器样品的灵敏能量限及用蒙特卡罗程序计算的微分谱的误差分布。

RDMM 方法 当选用 Laguerre 多项式时, 通式为: $L_n(E) = c^E \frac{d^n}{dE^n} (E^n e^{-E})$, 权重函数为 c^{-E} 的形式。用 Chebyshev 多项式时, 通式为: $H_n(E) = (-1)^n c^{E^2} \frac{d^n}{dE^n} e^{-E^2}$, 权重函数也选为 c^{-E} 的形式。用 RDMM 方法得到的解其一般规律是展开项数多时 Q 值小, 但解的误差大, 而且易出现没有任何物理意义的假结构。因此在选择解时一定要综合上述诸因素, 找出认为较好的解。我们把 $l=4$, $Q=0.009$ 时的谱作为解, 用两种多项式得到的微分谱和积分通量都非常一致。其结果表示在表 3 和图 2, 3 中。图 3 还画出了 RDMM 方法微分谱误差分布。

表 3 RDMM, SAND-II 方法解谱结果

E_n , MeV	RDMM	SAND-II	E_n , MeV	RDMM	SAND-II
0.2	9.77×10^7	6.96×10^7	11.0	1.17×10^5	1.11×10^5
0.4	1.04×10^8	8.67×10^7	11.2	1.01×10^5	9.57×10^4
0.6	1.05×10^8	9.29×10^7	11.4	8.62×10^4	8.25×10^4
0.8	1.02×10^8	9.37×10^7	11.6	7.38×10^4	7.13×10^4
			11.8	6.31×10^4	6.20×10^4
1.0	9.66×10^7	9.14×10^7			
1.2	9.00×10^7	8.71×10^7	12.0	5.40×10^4	5.39×10^4
1.4	8.29×10^7	8.14×10^7	12.2	4.62×10^4	4.66×10^4
1.6	7.55×10^7	7.49×10^7	12.4	3.94×10^4	4.00×10^4
1.8	6.83×10^7	6.79×10^7	12.6	3.37×10^4	3.43×10^4
			12.8	2.88×10^4	2.94×10^4
2.0	6.13×10^7	6.10×10^7			
2.2	5.48×10^7	5.45×10^7	13.0	2.45×10^4	2.50×10^4
2.4	4.88×10^7	4.86×10^7	13.2	2.09×10^4	2.14×10^4
2.6	4.33×10^7	4.32×10^7	13.4	1.78×10^4	1.82×10^4
2.8	3.84×10^7	3.84×10^7	13.6	1.52×10^4	1.55×10^4
			13.8	1.29×10^4	1.32×10^4
3.0	3.39×10^7	3.40×10^7			
3.2	2.99×10^7	3.01×10^7	14.0	1.10×10^4	1.12×10^4
3.4	2.63×10^7	2.66×10^7	14.2	9.37×10^3	9.55×10^3
3.6	2.31×10^7	2.34×10^7	14.4	7.97×10^3	8.12×10^3
3.8	2.03×10^7	2.06×10^7	14.6	6.79×10^3	6.90×10^3
			14.8	5.76×10^3	5.86×10^3
4.0	1.78×10^7	1.81×10^7			
4.2	1.56×10^7	1.59×10^7	15.0	4.89×10^3	4.98×10^3
4.4	1.37×10^7	1.39×10^7	15.2	4.16×10^3	4.23×10^3
4.6	1.19×10^7	1.22×10^7	15.4	3.53×10^3	3.59×10^3
4.8	1.04×10^7	1.07×10^7	15.6	2.99×10^3	3.05×10^3
			15.8	2.54×10^3	2.59×10^3
5.0	9.12×10^6	9.33×10^6			
5.2	7.96×10^6	8.16×10^6	16.0	2.15×10^3	2.20×10^3
5.4	6.94×10^6	7.13×10^6	16.2	1.83×10^3	1.86×10^3
5.6	6.05×10^6	6.24×10^6	16.4	1.55×10^3	1.58×10^3
5.8	5.27×10^6	5.45×10^6	16.6	1.31×10^3	1.34×10^3
			16.8	1.11×10^3	1.14×10^3
6.0	4.59×10^6	4.76×10^6			
6.2	3.99×10^6	4.13×10^6	17.0	9.39×10^2	9.62×10^2
6.4	3.47×10^6	3.59×10^6	17.2	7.94×10^2	8.15×10^2
6.6	3.02×10^6	3.11×10^6	17.4	6.72×10^2	6.91×10^2
6.8	2.62×10^6	2.69×10^6	17.6	5.68×10^2	5.85×10^2
			17.8	4.80×10^2	4.95×10^2
7.0	2.27×10^6	2.33×10^6			
7.2	1.97×10^6	2.01×10^6	18.0	4.06×10^2	4.20×10^2
7.4	1.71×10^6	1.74×10^6	18.2	3.43×10^2	3.55×10^2
7.6	1.48×10^6	1.50×10^6	18.4	2.90×10^2	3.00×10^2
7.8	1.28×10^6	1.29×10^6	18.6	2.45×10^2	2.54×10^2
			18.8	2.07×10^2	2.15×10^2
8.0	1.11×10^6	1.11×10^6			
8.2	9.59×10^5	9.54×10^5	19.0	1.74×10^2	1.82×10^2
8.4	8.28×10^5	8.22×10^5	19.2	1.47×10^2	1.54×10^2
8.6	7.15×10^5	7.08×10^5	19.4	1.24×10^2	1.30×10^2
8.8	6.17×10^5	6.09×10^5	19.6	1.05×10^2	1.10×10^2
			19.8	8.81×10^1	9.30×10^1
9.0	5.32×10^5	5.24×10^5			
9.2	4.59×10^5	4.50×10^5			
9.4	3.95×10^5	3.86×10^5			
9.6	3.40×10^5	3.31×10^5			
9.8	2.93×10^5	2.84×10^5			
10.0	2.52×10^5	2.43×10^5			
10.2	2.16×10^5	2.08×10^5			
10.4	1.86×10^5	1.78×10^5			
10.6	1.60×10^5	1.52×10^5			
10.8	1.37×10^5	1.30×10^5			
			$E_n > 0.2$ MeV	积 分 通 量	
				2.58×10^8	2.54×10^8
				$\pm 17.9\%$	$\pm 11.2\%$

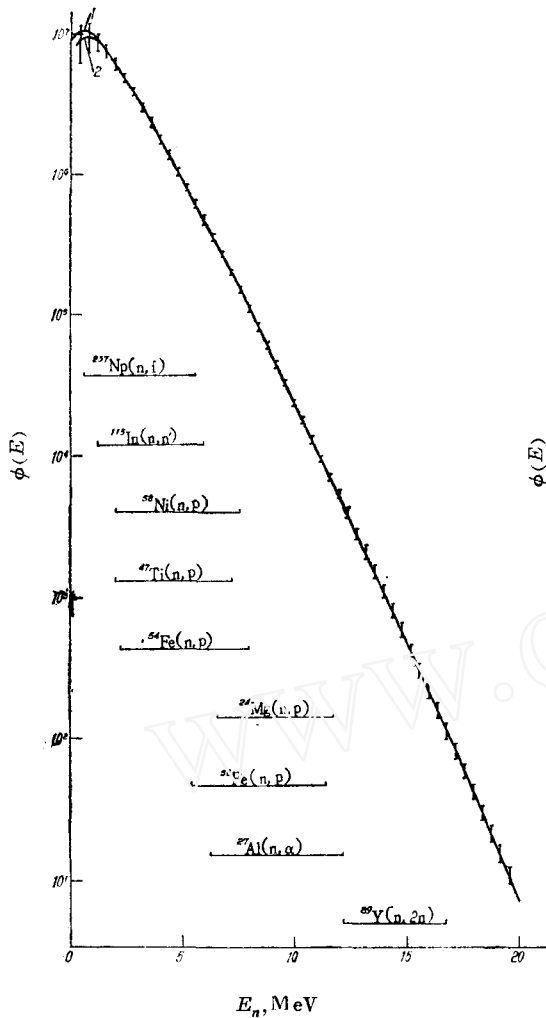


图 2 SAND-II, RDMM 方法解谱结果

1—RDMM, $t=4, Q=0.009$;
2—SAND-II, $k=2$, 迭代标准 5%; —探测器复盖能区。

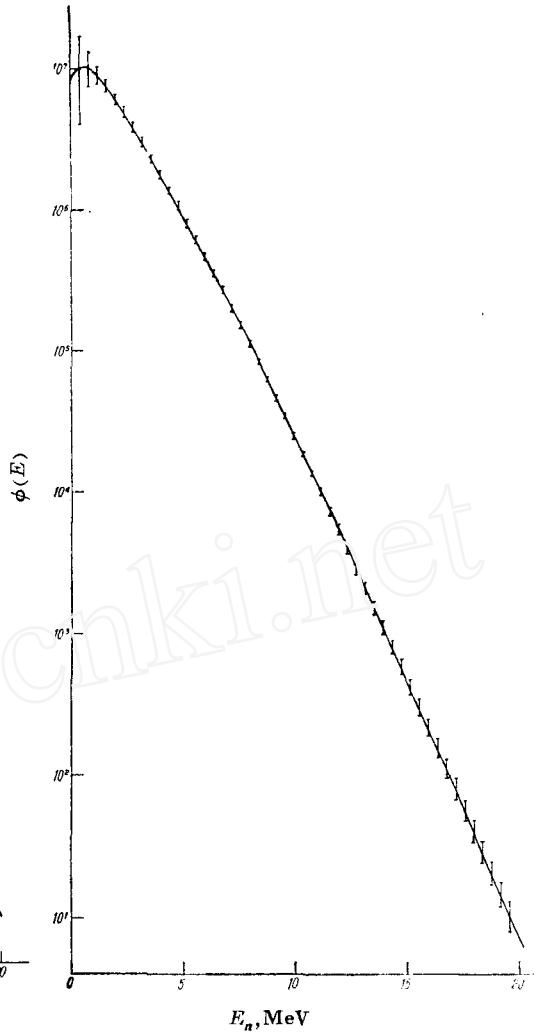


图 3 RDMM 方法能谱结果

Laguerre, Chebyshev 多项式, $t=4$,
 $Q=0.009$ 。

从图 2 中可以看到 SAND-II 和 RDMM 两种解谱方法得到的结果, 当中子能量大于 1 MeV 时符合较好, 能量小于 1 MeV 符合差些。其原因可能是由于此段能区探测器样品复盖不好以及截面数据的误差大造成的。

在表 3 中看到两种解谱方法在相同能区的积分通量值也是很一致的。由此可见, 用 SAND-II 和 RDMM 方法解快中子能谱是比较合适的。

五、讨 论

各种解谱方法得到解的误差, 主要来源于描述物理过程所采用的数学表达式是否正确, 以及输入数据 $(A_i, \sigma_i(E))$ 误差的影响。对不同的解谱方法还有其特殊的误差源。如 SAND-II 的唯一性误差, RDMM 方法的权重函数的影响等。一般认为解谱方法的数学表达式的

误差可以忽略，不作专门讨论。

我们对两种解谱方法的误差作了较为仔细的研究。下边以 SAND- II 为例作一简单介绍。

输入数据误差的影响 SAND- II 方法的主要误差源是：各探测器样品的活性测量误差；相应的各反应截面值的误差及解的唯一性误差。这些误差如何影响微分谱及积分通量的误差是值得研究的。

我们用蒙特卡罗程序分析了活性误差与截面误差对解谱结果的影响^[8]。其过程是：当选定一初始近似谱 ϕ_s^* 之后，把测量活性及相应的截面作为 SAND- II 方法的输入数据解谱，得到的解 $\phi_s^{[0]}$ 称为基本解。然后用由基本解计算的活性代替测量活性，并认为测量活性的误差和截面的误差都遵从正态分布。用和基本解相关的截面、活性值作为平均值随机选定一族数据组，以基本解 $\phi_s^{[0]}$ 为初始近似谱，对随机选定的数据组族的每一组数据，得到新的 SAND- II 的解 $\phi_s^{[k']}$ 。最后把各次结果与基本解比较给出解谱误差。微分谱的相对偏差为：

$$\sqrt{\frac{1}{k'} \sum_{k'} (\phi_s^{[k']} - \phi_s^{[0]})^2} / \phi_s^{[0]}$$

当把 $\phi_s^{[k']}$ 换成积分通量时便得到积分通量的相对偏差。详细介绍见文献[9]。

活性值的测量误差列入表 2。给定所用截面值的误差是困难的，我们采用的截面值多为编评结果。要给出正确的误差分布，需对大量数据进行仔细分析。文献[10]对截面的误差分配作了较为详细的讨论，并给出了截面误差表，我们认为它是一较好的估计，也采用了它，见表 4。

表 4 截面误差表 (%)

能量, MeV	0~0.6	0.6~1.4	1.4~2.2	2.2~3	3~4	4~5	5~6	6~8	8~11	11~13	13~19.8
$^{237}\text{Np}(n,f)$	20	5	3	2	5	5	5	10	10	10	10
$^{115}\text{In}(n,n')^{115m}\text{In}$	250	20	10	10	10	5	5	5	5	10	10
$^{59}\text{Ni}(n,p)^{59m+g}\text{Co}$	0	250	30	10	10	5	5	4	6	10	10
$^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$	1000	500	50	10	10	8	8	7	5	10	10
$^{47}\text{Ti}(n,p)^{47}\text{Sc}$	1000	500	100	50	15	15	15	15	15	15	15
$^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$	0	0	0	0	0	100	50	10	10	10	10
$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$	0	0	0	0	8	8	8	6	6	15	15
$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$	0	0	0	0	0	0	25	6	6	10	10
$^{89}\text{Y}(n,2n)^{89}\text{Y}$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	20	10

计算表明活性误差的影响大于截面误差的影响。如在同样输入谱的情况，用无误差的截面数据，当活性误差为 5% 或 10% 时，积分通量的误差分别为 4.8% 和 12%。而当活性无误差，截面分别给 10% 与 20% 的误差时，积分通量的误差只有 1.4% 和 3.9%。对微分谱的情况同样是活性误差的影响大。

我们把表 2、表 4 的输入数据的误差代入蒙特卡罗程序，得到的微分谱的误差如图 2 所示。从图中可以看到微分谱的误差不是均匀分布的。对有结构的地方或探测器样品能区复盖不好的地方或截面误差大的能区，其微分谱的误差大，个别能量点可大到 32%。相反，在谱形较光滑的能区，探测器样品复盖得好，截面误差小的地方谱的误差可小到 3.6%。

大多数的能量点的误差在 5~10% 左右。中子能量大于 0.2 MeV 的积分通量的误差为 10.18%。

解的唯一性误差 除输入数据误差的影响外,解的唯一性误差对 SAND-II 解的贡献也是比较大的。Mcclroy 等人对解的唯一性误差进行了研究^[15]。所谓解的唯一性误差主要是由于方程组(2)的方程个数远远小于未知数个数,造成数学上不可能有唯一解。而是对

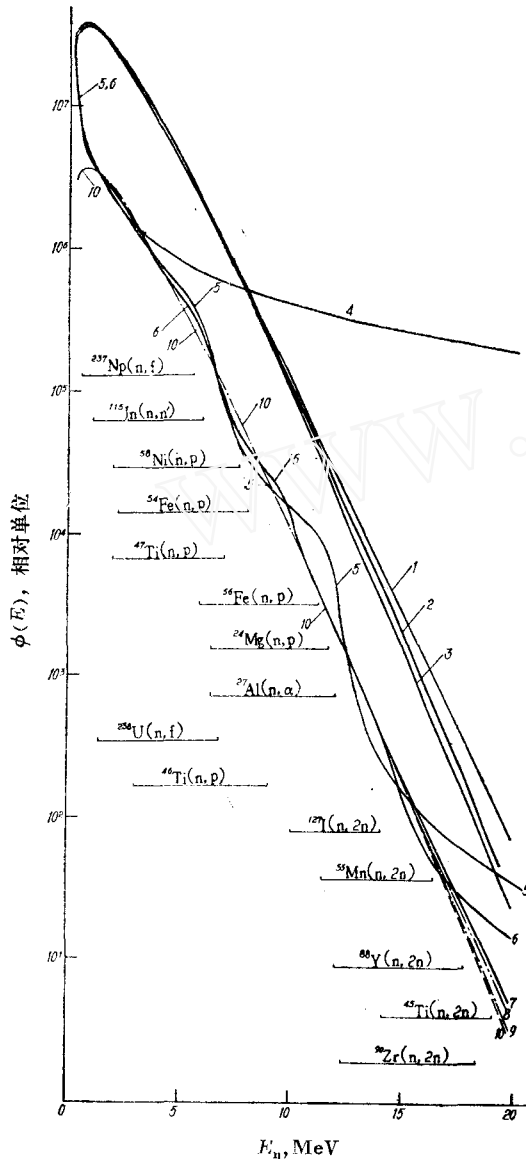


图 4 唯一性误差的影响

四种输入谱: 1—Maxwell 谱, 2—Watt 谱; 3—Frye 谱; 4— ϕ_1 谱; 与输入谱相应的解: 7—Maxwell 谱输入, $N=9$; 8—Maxwell 谱输入, $N=15$; 9—Watt 谱输入, $N=9, 15$; 10—Frye 谱输入, $N=9, 15$; 5— ϕ_1 谱输入, $N=9$; 6— ϕ_1 谱输入, $N=15$; N 为探测器个数。

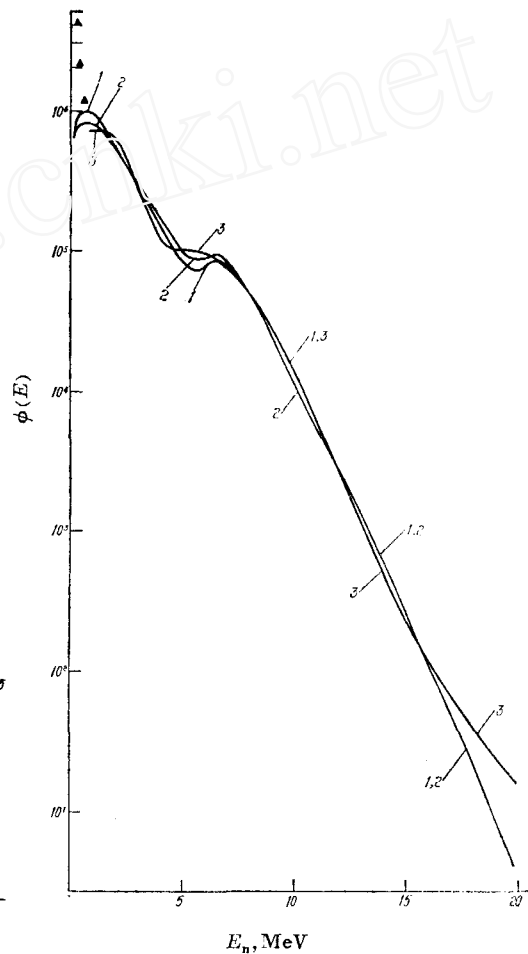


图 5 SAND-II, RDMM 方法对谱中结构的反应

1—虚构的“真谱” ϕ_2 ; 2—SAND-II(Watt 谱输入, $k=4, 5\%$); 3—RDMM, $t=7$ (包括实验点▲)。

不同的输入近似谱,不同的探测器样品个数及不同的复盖能区其解不同。

我们用无误差的输入数据($A_i, \sigma_i(E)$)解 Watt 谱时,分别用 Watt 谱, Frye 和 Maxwell 裂变谱及 ϕ_1 谱为输入近似谱时比较解谱结果有:当把 Watt 谱的结果作为 1 时,用表 1 中的 9 个探测器样品其积分通量的比分别为 1:1:1.03:1.42。从图 4 可以看到 Frye 和 Maxwell 的形状与 Watt 裂变谱形相似,只是在中子能量大于 6 MeV 时形状有软或硬的变化。因此用他们作输入近似时其解也相近。而 ϕ_1 谱与 Watt 谱相差较远,其解也不一致。由此可见,在 SAND-II 方法中,输入谱的选择对其结果的影响极大。只有对待测场有一定了解,选择合适的输入谱时才能减少解谱误差。即使对待测场不够了解,为了减少解的误差也希望能通过计算或某些简单测量方法得到一粗略的解,把它作为 SAND-II 方法的输入近似求解。

除用上述的 9 个反应外,又加用了 $^{238}\text{U}(n, f)$, $^{46}\text{Ti}(n, p)$, ^{46}Sc , $^{90}\text{Zr}(n, 2n)$, ^{89}Zr , $^{45}\text{Ti}(n, 2n)$, ^{44}Ti , $^{55}\text{Mn}(n, 2n)$, ^{54}Mn , $^{127}\text{I}(n, 2n)$, ^{126}I 反应时,输入近似谱不变,其积分通量比改为 1:1:1.01:1.35。这说明当探测器样品增加,复盖能区改进时,解也得到相应的改善。

在求解时,把 Watt 谱作为输入近似谱,其形状与 ^{235}U 裂变谱相近引起的误差较小,我们取唯一性误差为 5%,则积分通量的总误差为 11.18%。

用 RDMM 方法得到解的误差随输入数据误差的增加而增加;随使用探测器个数减少而增加;随展开项的增加而增加。在解的形状与真实谱形相差较大的地方,即探测器复盖不好的能区误差最大。因此为了减小解的误差,应该用尽可能多的探测器样品,取较少的展开项数。但后者与选择 Q 值小的条件矛盾。所以在选择解时,即要考虑到 Q 值小也要考虑到标准偏差小等因素。

我们把表 2、表 4 中的输入数据的误差,同样用蒙特卡罗程序计算解谱误差。对 Laguerre 和 Chebyshev 两种多项式,当 $t=4$ 时结果一致。误差分布画在图 3 中,可以看到微分谱误差变化规律与 SAND-II 的结果类似。在探测器样品复盖好的能区的误差小于 10%。中子能量大于 0.2 MeV 的积分通量的误差为 17.9%。

另外,在 RDMM 方法中权重函数的作用也是重要的。从(3)式可以看出,未知能谱的形状是由一组多项式对权重函数进行扰动得到的。因此只有根据待测场的环境,选择合适的权重函数的形式,才能得到理想的结果。

SAND-II 和 RDMM 方法对待测谱中结构的灵敏程度也作了简单检验。首先虚构一个“真谱” ϕ_2 ,其形状表示在图 5 中。然后用活化方程算出各阈反应相应于 ϕ_2 的活性值。把计算的这组活性值作为输入数据,用两种方法解谱。用得到的结果再与 ϕ_2 比较。

解 ϕ_2 时用了表 2 中的 9 个反应。其结果从图 5 可以看出: SAND-II 方法得到的解与 ϕ_2 符合的较好。而 RDMM 方法的结果符合的差些。在检验过程中我们发现,解谱方法对谱中结构的灵敏程度与探测器样品的选择关系极大。如能选到合适复盖能区的探测器样品,可较好的反应谱中结构。这里不再给出具体结果。

综上所述,我们认为 SAND-II 和 RDMM 方法是解快中子光滑变化能谱的较好方法。当待测谱中有简单结构时用 SAND-II 方法更为合适。

何金声同志为我们编制了 SAND-II, RDMM 方法解谱和蒙特卡罗及误差分析程序,并进行了大量计算,在此表示感谢。

(下转第 283 页)

柱穿透时的总 α 放射性浓度,淋洗峰处镅、钷浓度的定量数据,其精度为 $\pm 5\%$ 。在测定产品容器中镅、钷量时,其精度除依赖于浓度测定外,与流速的稳定性有关。本工作产品容器中镅、钷量的分析结果与取样分析在10%之内符合。采用剂量泵稳定流速后,其精度可进一步提高。

3. 对于总加入量在1微居以下的 ^{243}Am 分离流程,采用NaI(Tl)薄晶体双探头系统可以获得精度较高的淋洗曲线。由实验结果可以推算,在裂变产物去污较好的情况下,本系统在总加入量为0.1微居 ^{243}Am 时,可为工艺人员提供淋洗曲线。

杨留成、吕峰、陈国安参加部份运行工作。张秀福协助 α 流线监测器的机械设计。乔盛忠完成 ^{242}Cm 溶液的刻度。吴克明、陈敏伯、陈耀中等协助了本工作的完成。

参 考 文 献

- [1] Kenju Watanabe et al., *J. Nucl. Sci. Technol.*, **11**, 1 (1974).
- [2] T. Lows et al., *Ind. Eng. Chem. Process Des. Develop.*, **10**, 1(1971).
- [3] C. A. Burneg et al., *Radio Chimica Acta*, **16**, 63 (1971).
- [4] 原子能研究所,从辐照靶中提取 ^{244}cm ,内部资料(1977).
- [5] 陈耀中等,核化学与放射化学, **3**, 116 (1981).
- [6] 朱荣保等,原子能科学技术, **4**, 315 (1977).
- [7] M. A. Wakat, Presented at the thirteenth Conference on Analytical Chemistry in Nuclear Technology, Gatlinbury Tenn 1969.
- [8] S. F. Peterson et al., Presented at the 160th National Meeting of the American Chemical Society, Chicago Illinois, 1970.
- [9] M. A. Wakat et al., 何罗刘译,原子能译丛, **4**, 37 (1975).
- [10] 让·唐居伊著,于立德译,用半导体探测器探测 α 粒子,原子能出版社,1975.
- [11] 徐一帆等,流线分析,原子能出版社,1978.
- [12] C. F. Williamson et al., GEAR-3042 (1966).
- [13] 原子能研究所,射线物理测量方法专业会议资料汇编,1974.

(上接第337页)

参 考 文 献

- [1] G. D. Cola & A. Rota, *Nucl. Sci. Eng.*, **23**, 344 (1965).
- [2] W. N. Mcelroy, AFWL-TR-67-41.
- [3] C. L. Greer & J. V. Walker, *Radiation Measurements in Nuclear Power*, 1966, p. 270.
- [4] C. R. Greer & J. A. Halbleib, Sc-RR-67-746.
- [5] J. C. Ringle, UCRL-10732 (1963).
- [6] W. L. Zijp, RCN-37 (1965).
- [7] S. Berg, BNWL-855 (1968).
- [8] C. A. Oster et al., HEDL-TME 73-20.
- [9] 何金声, SAND-II 和 RDMM 解谱及其蒙特卡罗误差分析程序, 1980, 待发表.
- [10] R. L. Simons & W. N. Mcelroy, BNWL-1312 (1970).
- [11] AA. Лапенас, Измерение Спектров Нейтронов Активационный Методом, Москва. 1975.
- [12] 李际周等,原子能科学技术, **1**, 45 (1977).
- [13] 黄建周, $^{89}\text{Y}(n, 2n)^{88}\text{Y}$ 反应截面数据编评, hsj-77143 (bp), 1978.
- [14] W. N. Mcelroy et al., *Nucl. Sci. Eng.*, **48**, 51 (1972).
- [15] W. N. Mcelroy et al., BNWL-1402 (1970).